

**Отчет по лабораторной работе:
«ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА
ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД»**

Вариант: №11

Преподаватель: Комаров В.В.

Выполнил студент группы УПТСЗ

Жемчугов А.С.

Цель работы

Изучение процессов
распространения электромагнитных
волн на границе раздела сред.

Основные теоретические положения

Как правило, в литературе при анализе волновых процессов на границе раздела сред ограничиваются случаем линейно поляризованной волны, так как волны с круговой и эллиптической поляризацией можно представить в виде суперпозиции двух линейно поляризованных плоских волн [1]. Однако, из-за векторного характера ЭМ поля ряд явлений на границе раздела сред существенно связан с взаимной ориентацией плоскости поляризации и плоскости падения [2]. Здесь возможны два варианта.

В первом случае плоскость поляризации, содержащая вектор перпендикулярна плоскости падения (рис.1).

Введем в рассмотрение коэффициенты отражения (R_{\perp}) и прохождения (T_{\perp}) ЭМ волны для перпендикулярной поляризации:

$$R_{\perp} = \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}}$$
$$T_{\perp} = \frac{E_{\text{пр}}}{E_{\text{пад}}}$$

где $E_{\text{пад}}$, $E_{\text{отр}}$ и $E_{\text{пр}}$ - комплексные амплитуды векторов напряженности электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн. Параметры R и T иногда называют коэффициентами Френеля [1].

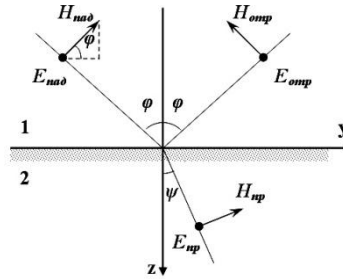


Рис.1. Перпендикулярная поляризация

Выражения (1) и (2) можно переписать, используя величины углов падения (φ) и преломления (ψ):

$$R_{\perp} = \frac{Z_{c2} \cos \varphi - Z_{c1} \cos \psi}{Z_{c2} \cos \varphi + Z_{c1} \cos \psi} \quad (3)$$

$$T_{\perp} = \frac{2 Z_{c2} \cos \varphi}{Z_{c2} \cos \varphi + Z_{c1} \cos \psi} \quad (4)$$

где Z_{c1} и Z_{c2} – характеристические сопротивления первого и второй сред.

Если среда 1 является воздухом, а среда 2 – немагнитный диэлектрик без потерь с диэлектрической проницаемостью ε' , (3) и (4) можно объединить с законом Снелля:

$$R_{\perp} = \frac{\cos \varphi - \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}} \quad (5)$$

$$T_{\perp} = \frac{2 \cos \varphi}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}} \quad (6)$$

Параллельная поляризация характеризуется тем, что векторы всех трех волн – падающей, отраженной и преломленной – параллельны плоскости падения (рис.2).

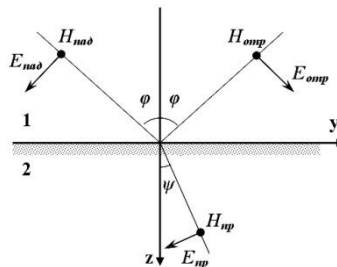


Рис.2. Параллельная поляризация

По аналогии с предыдущим случаем введем коэффициент отражения ($R_{//}$) и прохождения ($T_{//}$), которые можно выразить через углы падения и преломления (рис.2):

$$R_{//} = \frac{Z_{c2} \cos \psi - Z_{c1} \cos \varphi}{Z_{c2} \cos \psi + Z_{c1} \cos \varphi} \quad (7)$$

$$T_{//} = \frac{2Z_{c2} \cos \varphi}{Z_{c2} \cos \psi + Z_{c1} \cos \varphi} \quad (8)$$

Если среда 2 является немагнитным диэлектриком, формулы (7) и (8) преобразуются следующим образом:

$$R_{//} = \frac{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi} - \varepsilon' \cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi} + \varepsilon' \cos \varphi} \quad (9)$$

$$T_{//} = \frac{2\sqrt{\varepsilon'} \cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi} + \varepsilon' \cos \varphi} \quad (10)$$

Как показывает анализ соотношений для коэффициентов отражения и прохождения кривые (φ) и $R_{//}(\varphi)$ значительно отличаются друг от друга: монотонно возрастающая функция $R_{//}(\varphi)$ при некотором значении φ меняет знак, проходя через ноль. В тоже время характер кривых (φ) и $T_{//}(\varphi)$ практически совпадает.

Угол падения, при котором падающая волна без отражений переходит из среды 1 в среду 2 носит название угла Брюстера (φ_B). При падении плоской волны из вакуума ($\epsilon = 1$) на диэлектрическое полупространство ($\epsilon > 1$) знаки $R_{//}$ совпадают при $\varphi < \varphi_B$ и оказываются противоположными при $\varphi > \varphi_B$. Это дает возможность преобразовывать направление вращения векторов в волноводах с круговой или эллиптической поляризацией.

Возможен также вариант, когда плоская волна полностью отражается от границы раздела сред. Это явление широко используется в коротковолновой части микроволнового диапазона и в оптике.

Для ряда практических применений представляет интерес решение задачи о падении плоской ЭМ волны на диэлектрическую пластину толщиной t , проведенное в [3]. Рассмотрим данный случай, показанный на рис.3.

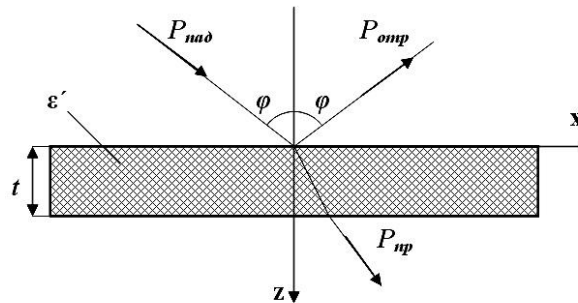


Рис.3. Прохождение ЭМ волны через диэлектрическую пластину

Здесь $P_{пад}$, $P_{отр}$ и $P_{пр}$ - мощности падающей, отраженной и прошедшей волн. Коэффициент прохождения для диэлектрика без потерь определяется следующим образом:

$$|T|^2 = N^2 \left[N^2 + \left(\frac{N^2(11)}{2} \right)^2 \sin^2 \vartheta \right]^{-1}$$

$$\vartheta = (2\pi t / \lambda) \sqrt{\varepsilon'_{12}} \sin^2 \varphi$$

$$N_{\perp} = \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}}$$

$$N_{\parallel} = \frac{\varepsilon' \cos \varphi}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \varphi}}$$

где n_{\perp} и n_{\parallel} - коэффициенты Френеля для перпендикулярной и параллельной поляризации.

Коэффициент отражения в предположении отсутствия диэлектрических потерь в пластине можно найти, используя хорошо известное [1,2] соотношение:

$$|R| = \sqrt{1 - |T|^2}$$

Особенности поведения электромагнитных волн вблизи границы раздела сред дают возможность создавать узлы и элементы СВЧ-техники и оптоэлектроники с заданными электродинамическими характеристиками.

Задание на расчет

Используя соотношения (11) – (15) составить программу расчета модуля коэффициента отражения в зависимости от угла падения электромагнитной волны $0 \leq \varphi \leq 0.5\pi$ для различных значений диэлектрической проницаемости пластины (ϵ'), ее толщины (t), частоты (f) и ее поляризации.

Построить зависимость модуля коэффициент отражения от угла падения волны в соответствии с вариантом задания.

Исходные данные

№	ϵ'	$t, \text{мм}$	$f, \text{ГГц}$
1	36	5	1

J4 =КОРЕНЬ(1-H4^2)

φ	SIN φ	COS φ	N	N _⊥	g	T _{2 для}	T _{2 для _⊥}	R	R _⊥
0,00	0,00	1,00	1,73	0,58	0,27	0,98	0,98	0,21	0,21
10,00	0,17	0,98	1,71	0,57	0,25	0,98	0,98	0,20	0,21
20,00	0,34	0,94	1,66	0,55	0,23	0,99	0,98	0,17	0,20
30,00	0,50	0,87	1,57	0,52	0,22	0,99	0,98	0,14	0,21
40,00	0,64	0,77	1,43	0,48	0,24	0,99	0,96	0,12	0,27
50,00	0,77	0,64	1,24	0,41	0,26	1,00	0,94	0,08	0,35
60,00	0,87	0,50	1,00	0,33	0,26	1,00	0,89	0,00	0,45
70,00	0,94	0,34	0,71	0,24	0,24	0,99	0,82	0,12	0,58
80,00	0,98	0,17	0,37	0,12	0,22	0,94	0,57	0,35	0,82
90,00	1,00	0,00	0,00	0,00	0,23	0,00	0,00	1,00	1,00

ε'	t, мм	f, ГГц	λ
3,00	3,00	2,45	0,12

N	$(B16*D4)/(\text{КОРЕНЬ}(B16-C4^2))$
N _⊥	$D4/(\text{КОРЕНЬ}(B16-(C4^2)))$
g	$(2*3,1415*C16/1000/F16)*(\text{КОРЕНЬ}(B16-(\text{SIN}(B4)^2)))$
T _{2 для}	$E4^2*(E4^2+((E4^2-1)/2)^2*C4^2)^{-1}$
T _{2 для _⊥}	$\text{КОРЕНЬ}(F4^2*(F4^2+((F4^2-1)/2)^2*\text{SIN}(G4)^2)^{-1}$
λ	$(300000000)/(E16*1000000000)$

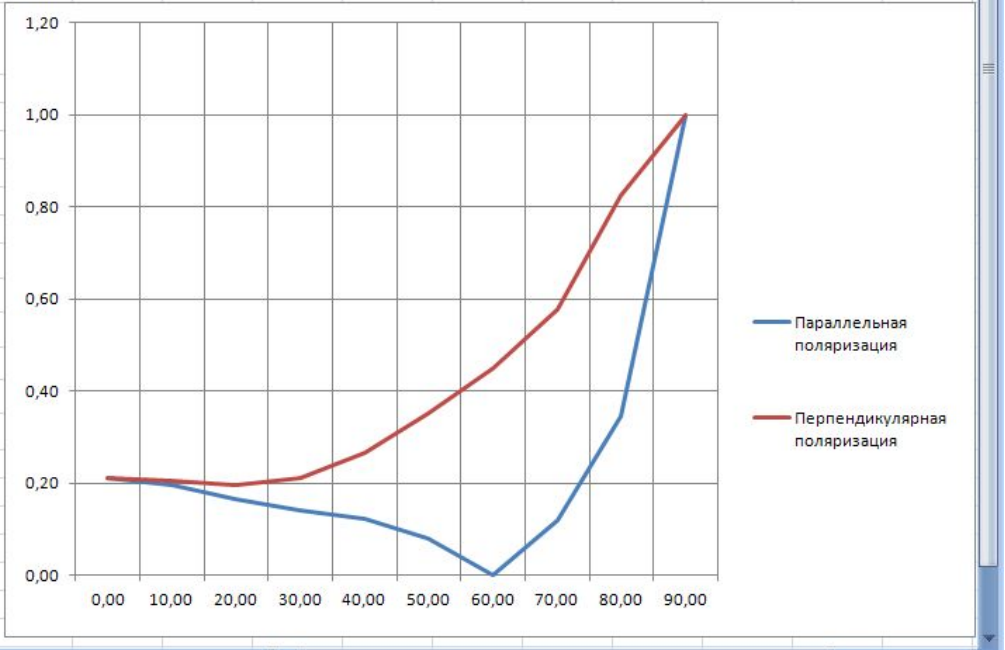
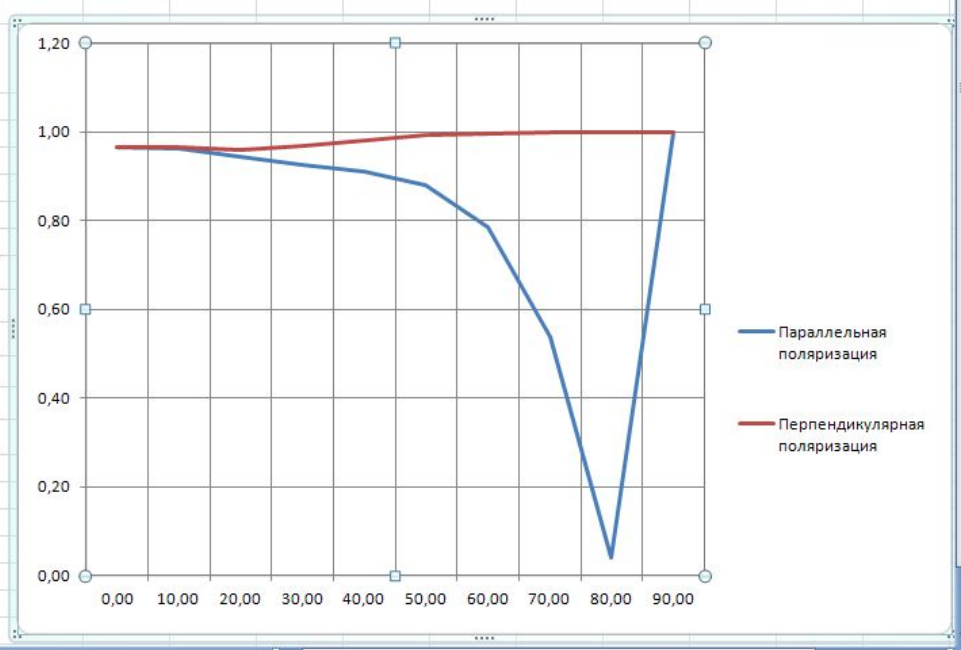


Диаграмма 13

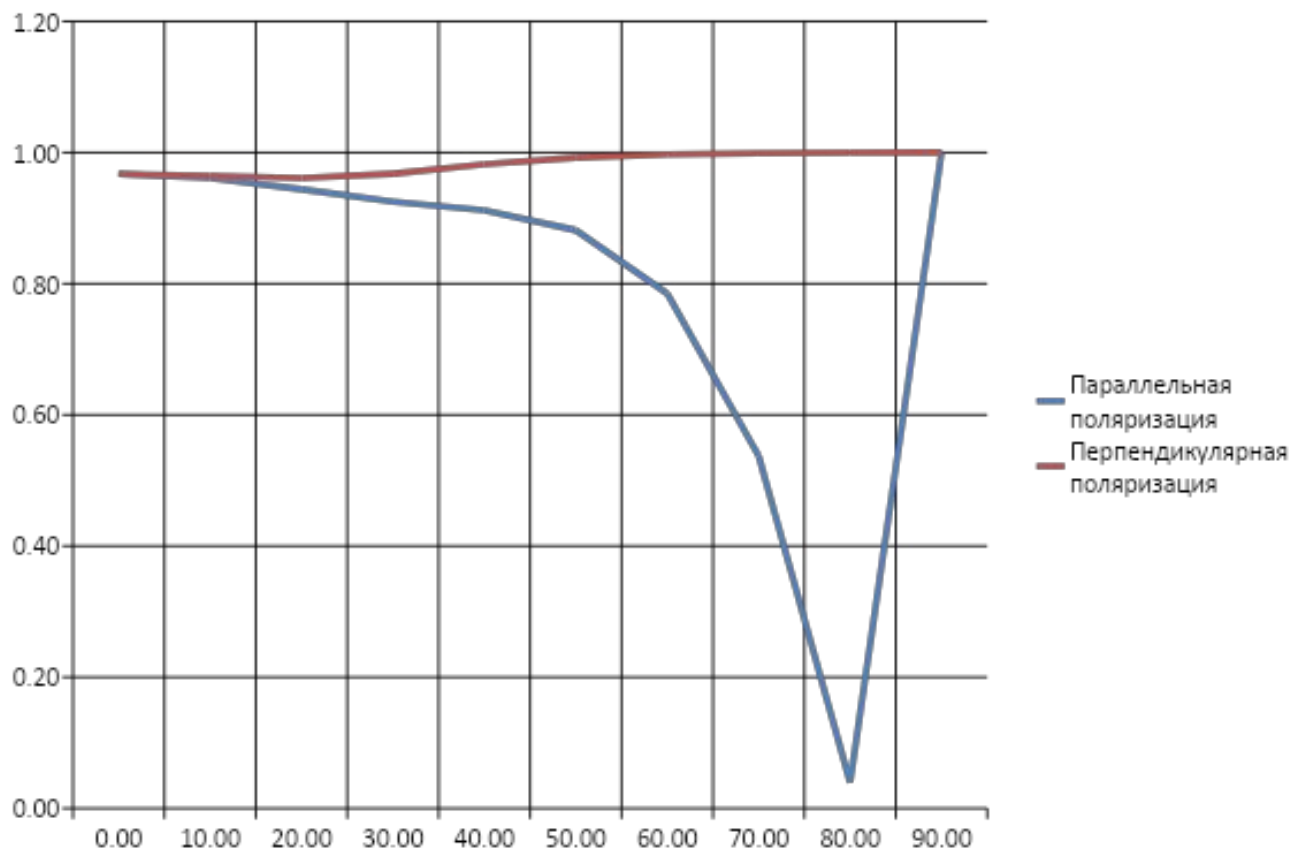
φ	SIN φ	COS φ	N	N _⊥	g	T 2 для	T 2 для _⊥	R	R _⊥
0,00	0,00	1,00	6,00	0,17	6,91	0,25	0,25	0,97	0,97
10,00	0,17	0,98	5,91	0,16	6,88	0,28	0,26	0,96	0,96
20,00	0,34	0,94	5,65	0,16	6,83	0,33	0,28	0,94	0,96
30,00	0,50	0,87	5,21	0,14	6,82	0,38	0,25	0,93	0,97
40,00	0,64	0,77	4,62	0,13	6,86	0,41	0,19	0,91	0,98
50,00	0,77	0,64	3,89	0,11	6,90	0,47	0,12	0,88	0,99
60,00	0,87	0,50	3,03	0,08	6,90	0,62	0,08	0,79	1,00
70,00	0,94	0,34	2,08	0,06	6,85	0,84	0,04	0,54	1,00
80,00	0,98	0,17	1,06	0,03	6,82	1,00	0,01	0,04	1,00
90,00	1,00	0,00	0,00	0,00	6,83	0,00	0,00	1,00	1,00

ε'	t, MM	f, ГГц	λ
36,00	5,00	11,00	0,03

N	$(B16*D4)/(\text{КОРЕНЬ}(B16-C4^2))$
N _⊥	$D4/(\text{КОРЕНЬ}(B16-(C4^2)))$
g	$(2*3,1415*C16/1000/F16)*(\text{КОРЕНЬ}(B16-(\text{SIN}(B4)^2)))$
T 2 для	$E4^2*(E4^2+((E4^2-1)/2)^2*C4^2)^{-1}$
T 2 для _⊥	$\text{КОРЕНЬ}(F4^2*(F4^2+((F4^2-1)/2)^2*\text{SIN}(G4)^2)^{-1}$
λ	$(300000000)/(E16*1000000000)$



Результаты расчетов



Литература

1. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. – М.: Радио и связь, 2000.
2. Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Высшая школа, 1992.
3. Воробьев Е.А. Экранирование СВЧ конструкций. – М.: Советское радио, 1979.